
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет)»
Физтех-школа физики и исследований им. Ландау
Кафедра проблем физики и астрофизики

Направление подготовки / специальность: 03.03.01 Прикладная математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Современные проблемы физики и энергетики

ПРИРОДА ИЗМЕНЕНИЙ ГЕОМЕТРИИ ДЖЕТОВ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК

(бакалаврская работа)

Студент:

Костричкин Иван Михайлович

(подпись студента)

Научный руководитель:

Плавин Александр Викторович,

(подпись научного руководителя)

Консультант (при наличии):

(подпись консультанта)

Москва 2023

Содержание

1. Аннотация	3
2. Введение	4
2.1. Постановка задачи	4
2.2. Наблюдательные данные	5
3. Анализ РСДБ-карт	6
4. Отбор переменных источников	8
4.1. Критерий переменности	8
4.2. Критерий линейной зависимости	11
5. Модель спирального джета	14
5.1. Уравнения линеаризованной модели	15
6. Физическая интерпретация	18
6.1. Оценка периодов переменности	18
6.2. Двойные чёрные дыры	20
7. Заключение	22
8. Благодарности	23

1. Аннотация

Данная работа посвящена системному изучению изменений в геометрии джетов активных ядер галактик (АЯГ). В ходе работы нами была разработана процедура автоматического программного анализа РСДБ-карт, с помощью которой рассматривались отдельные активные ядра на выбранной частоте и эпохе, и определялись видимые направления джета. По этим данным нами были получены зависимости видимых позиционных углов от времени для 1216 активных ядер галактик. На основе этих зависимостей, в рамках модели спирального джета, нам удалось оценить некоторые физические параметры, такие как скорости поворота джета и периоды переменности, для активных ядер, показывающих явную переменность в видимом позиционном угле. В предположении наличия двойных черных дыр были рассмотрены два сценария развития переменности в направлении джета: орбитальный и прецессионный, а также оценены характерные отношения масс чёрных дыр и примерные расстояния между ними. В работе представлены характерные, по всей выборке, значения указанных выше параметров. Систематический подход, используемый в этом исследовании, является единственным способом для изучения такого числа объектов.

2. Введение

В этой работе рассматривается эволюция геометрии джета активных ядер галактик на парсековых масштабах на основе наблюдений в радиодиапазоне. Ядрами галактик называют компактные области, находящиеся в центре этих галактик. Согласно последним исследованиям и наблюдениям, сами активные ядра состоят из сверхмассивного компактного центрального объекта, на роль которого претендуют черные дыры, аккреционного диска и двухсторонней релятивистской струи (джета). В свою очередь, активными, называют те ядра, в которых идет активный процесс энерговыделения. Детектируемые высокие мощности, демонстрируемые АЯГ, объясняются механизмом аккреции вещества на сверхмассивную черную дыру, находящуюся в центре таких галактик. И одним из наиболее явных механизмов энерговыделения являются, так называемые релятивистские струйные выбросы или джеты — двигающиеся с около световыми скоростями, потоки заряженных частиц, вырывающиеся из центральной области. Работы по изучению эволюции геометрии джетов уже проводились ранее, например [10] и [5], однако эти исследования затрагивают лишь данные до 2009, и 2013 года, соответственно, а [5] только на частоте в 15 ГГц. Но благодаря этим работам уже стало ясно — видимое направление джета у некоторых квазаров может меняться со временем. Теоретически возможных причин такого поведения джетов может быть несколько, для примера приведём лишь несколько наиболее распространённых моделей. Так например, при наличии в системе аккреционного диска, в ней может возникать прецессия центрального объекта [11] из-за несовпадения направлений векторов углового момента центрального объекта и аккреционного диска. При рассмотрении двойной системы черных дыр, возникновение прецессии так же возможно, например [12]. Другой, активно используемой моделью, является модель «спирального» джета, представленная в [3], согласно которой, видимые изменения связаны с постепенным смещением излучающей области вдоль спирали. Такая спиралевидная закрученность в геометрии джета также может являться результатом прецессии центрального объекта. Обобщение этих моделей на множество всех активных ядер, проявляющих переменность в направлении джета, осложнено большим количеством таких объектов и отсутствием автоматизированного способа проверки этих моделей на отдельном квазаре. Также мы предлагаем результаты, в виде полученных временных зависимостей наблюдаемых позиционных углов джетов АЯГ от времени, характерных временных периодов переменности позиционного угла и оценки пространственных масштабов, на которых происходят существенные изменения в углах.

2.1. Постановка задачи

Научная задача данной работы заключается в исследовании переменности в видимом позиционном угле джета, для наибольшего возможного количества активных ядер. По результатам данного исследования необходимо разделить все источники из нашей выборки на переменные и постоянные в смысле зависимости видимого позиционного угла джета от времени. После этого, на основе полученных результатов, можно провести оценки характерных физических параметров переменных квазаров, такие, как временные или пространственные периоды переменности с помощью имеющихся физических моделей. Финальным этапом данного исследования является интерпретация полученных результатов в рамках существующих моделей, описывающих переменность позиционного угла для квазаров. Итогом такой интерпретации, является выделение, среди всех возможных моделей тех, которые могут объяснить

наблюдаемые данные при реалистичных значениях физических величин.

2.2. Наблюдательные данные

Данные, на основе которых проводится анализ, выбраны из каталога наблюдений astrogeo.org, суммарно содержащего около 20 тысяч квазаров, наблюдаемых в радиочастотном диапазоне от 1.4 до 86 ГГц и более 120 тысяч карт, наблюдавшихся с 1995 по 2022 год. Карты, использующиеся в работе, были получены с помощью радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами (РСДБ). На данный момент, радиоинтерферометрия является единственным способом для наблюдения активных ядер галактик на парсековом масштабе. Это становится возможным благодаря колоссальным расстояниям между интерферометрами, которые зачастую находятся на разных континентах. Таким образом, разрешающая способность радиоинтерферометров со сверхдлинной базой многократно превышает разрешающую способность оптических телескопов и составляет доли миллисекунд дуги. В этом исследовании был проведен анализ 1216 активных ядер, обладающих наибольшим суммарным количеством карт на всех частотах. Каждый из этих квазаров имел более 5 наблюдений на одной из 8 частот, на которых проводились наблюдения.

3. Анализ РСДБ-карт

Основным способом работы с наблюдательными данными является компьютерная обработка. Первым шагом для получения графической зависимости позиционного угла от времени для отдельного объекта является обработка его «карты». Здесь и далее, под «картой» мы будем понимать файл формата FITS - (англ. Flexible Image Transport System), в котором находится информация об акте наблюдения отдельного объекта. Следующим этапом является непосредственная работа с картой, в ходе которой требуется определить наличие явно выраженного джета на карте и, при его наличии, определить его направление как на Рисунке 1.

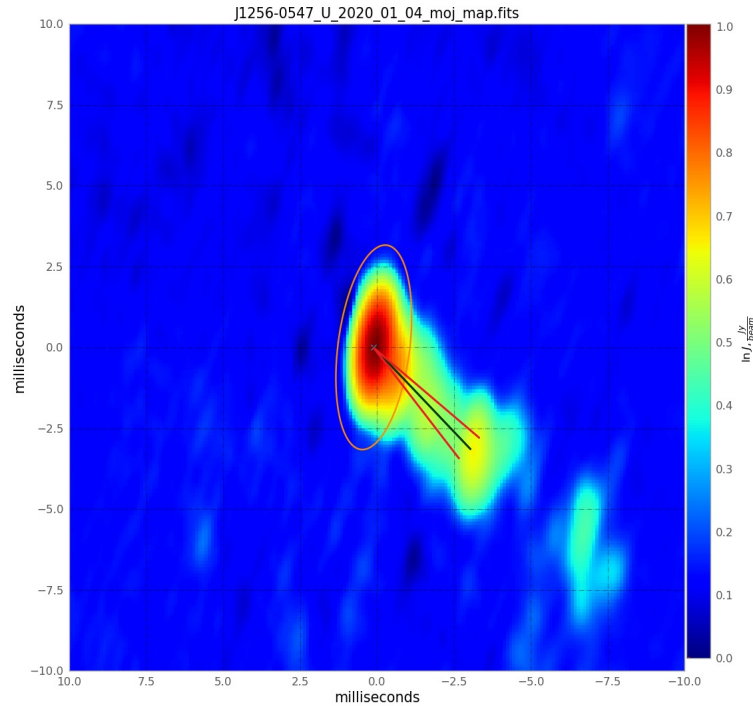


Рис. 1: Карта объекта J1256-0547 (3C 279), построенная по данным группы MOJAVE 4 января 2020 г. на частоте 15 ГГц. Зелёная линия соответствует направлению джета, автоматически определённого в результате работы программы, красные линии указывают погрешность в определении направления джета, оранжевый эллипс — область, ограничивающая видимое начало джета. Цветом указана спектральная плотность потока на карте, красному соответствует наибольший поток, а синему — наименьший.

Определение направления джета на карте происходит следующим образом: алгоритм находит на карте самую «яркую» точку, которую в дальнейшем мы будем отождествлять с видимым началом джета. После этого вокруг найденной точки строится эллипс, который по своей форме повторяет диаграмму направленности радиointерферометра на данной карте. Границы эллипса указаны оранжевым цветом, весь этот эллипс в дальнейшем будет отождествляться с областью, ограничивающей видимое начало джета на данной частоте, далее из центра карты проводится набор отрезков фиксированной длины во всех направлениях с фиксированным шагом по углам, в нашей работе угол между двумя соседними отрезками составляет $\delta\varphi = 1^\circ$. После чего с направлением джета отождествляется тот отрезок, вдоль которого спектральная плотность потока, усреднённая по этому отрезку, максимальна. Усреднённое значение потока на этой прямой мы далее будем обозначать как — J_{Max} . Чтобы учесть шумовую составляющую на карте, нами было добавлено дополнительное условие. Мы вычисляем среднее значение спектральной плотности потока во всех 4 углах карты, среди них находится медианное значение, которое далее будет использовать-

ся как уровень шума на карте. После этой процедуры, наличие у джета на карте протяжённой структуры устанавливается отношением двух величин:

$$P = \frac{J_{Max}}{J_{Median}} \geq 6 \quad (1)$$

где J_{Median} — медианное значение спектральной плотности потока по всем отрезкам. Эта процедура позволяет убрать из рассмотрения те карты, на которых не удастся выделить компоненты джета. Результатом работы программы на этом этапе является получение следующих параметров карты: φ_A — видимый позиционный угол, соответствующий автоматически определённому направлению джета и отсчитываемый от направления на север против часовой стрелки, σ_{φ_A} — ошибка в определении позиционного угла, I_{max} — максимальная величина спектральной плотности потока энергии, величина I_{max} определяется как спектральная плотность потока из видимого начала струи. $\left[\frac{Jy}{beam} \right]$, P — отношение максимального суммарного потока на модельных прямых к медианному значению потока на них. Ошибку в определении позиционного угла мы вычисляем следующим образом. После обработки всех отрезков, выходящих из центра видимого начала джета, мы строим график зависимости спектральной плотности потока $J(\varphi)$. Почти во всех случаях такой график может быть легко приближен гауссианой с центром в угле, который отождествляется с направлением джета. Тогда погрешность в точном значении позиционного угла определяется следующим образом. Мы измеряем ширину w такого профиля на уровне в 80% от максимума, далее, в предположении, что данный профиль гауссовый, по этой ширине мы однозначно определяем среднеквадратичное отклонение по формуле:

$$\sigma = \frac{w}{2\sqrt{2 \ln \frac{1}{0.8}}} \quad (2)$$

Тогда, погрешность в точном значении определяется как σ , характерный вид такой зависимости представлен на Рисунке 2.

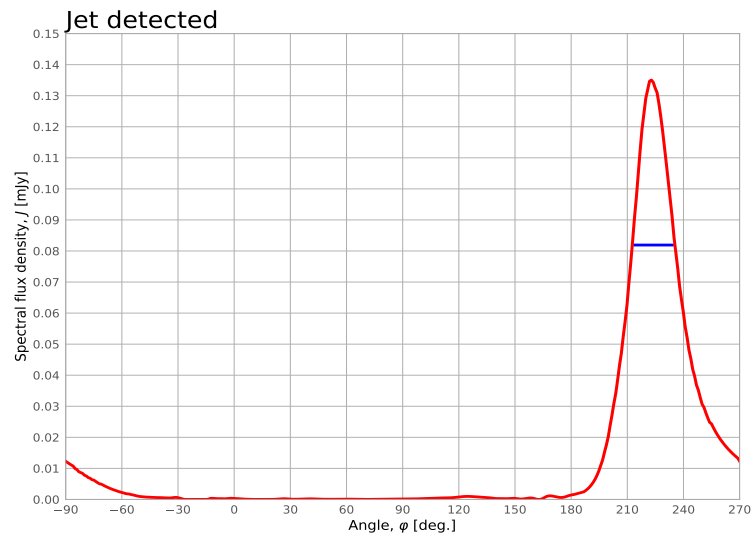


Рис. 2: График зависимости спектральной плотности потока $J(\varphi)$ для карты объекта J1256-0547 (3C 279), полученной 4 января 2020 г. на частоте 15 ГГц. Красной кривой указано поведение функции $J(\varphi)$, а синей линией — погрешность в определении позиционного угла σ_{φ_A}

4. Отбор переменных источников

Следующим шагом в работе программы является построение графика зависимости видимого позиционного угла джета PA от даты наблюдения t . Наблюдения разделяются по частотам ν и наносятся на график $PA_\nu(t)$, на нём каждой отдельной точке соответствует значение позиционного угла PA, определённое с помощью предыдущей части программы из раздела 3, в фиксированный момент времени. Таким образом, результатом обработки отдельного источника является получение явной зависимости видимого направления джета от момента наблюдения, и на основе вида этого графика делается вывод о наличии переменности в джете или отсутствии таковой. Наибольший интерес, представляют те активные ядра, позиционный угол которых показывает ярко выраженное переменное поведение во времени. Для всех рассматриваемых нами активных ядер мы проводили фитирование тремя различными зависимостями позиционного угла от времени, как на Рисунке 3: постоянным (черная прямая), линейным (синяя прямая) и квадратичным (красная пунктирная кривая) трендом. На основе этих подгонок мы можем предложить два критерия, согласно которым мы будем разделять объекты по наличию переменности.

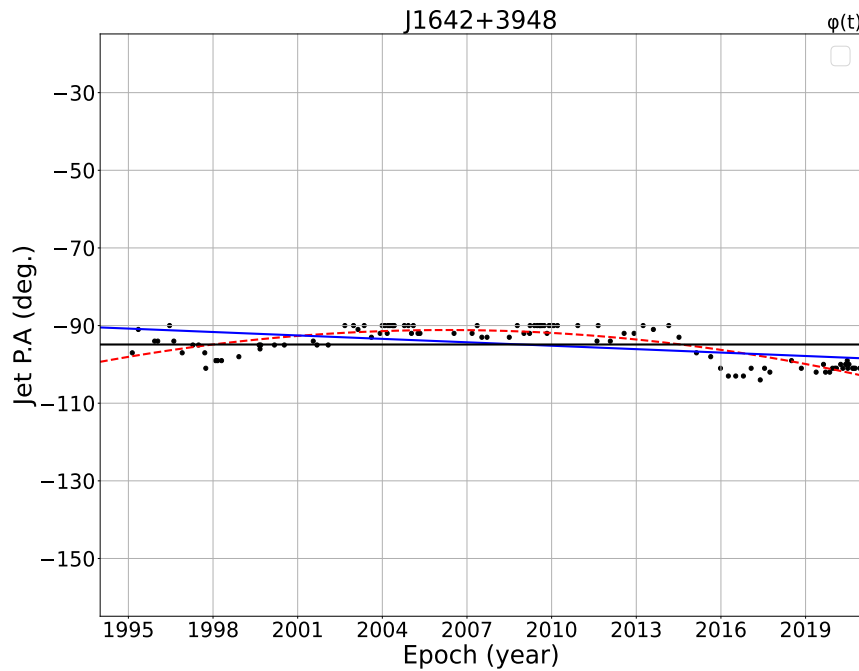


Рис. 3: График зависимости позиционного угла от времени для J1642+3948 на частоте 15 ГГц.

Черными точками указаны реальные данные, черная горизонтальная линия — результат константной подгонки $PA(t) = const$, синяя прямая — результат линейной подгонки $PA(t) = at + b$, красная пунктирная линия — результат квадратичной подгонки $PA(t) = at^2 + \beta t + c$

4.1. Критерий переменности

Для большинства активных ядер характерно примерно постоянное значение позиционного угла джета во времени, однако существуют источники, для которых поведение видимого позиционного угла от времени является существенно переменным и имеет сложную природу. Таким образом, для выявления переменных источников необходимо разработать критерий, разделяющий квазары по этому признаку. Для

выделения из общей выборки таких объектов нами выполняется следующая процедура. На данном этапе используются два способа фитирования — константный и квадратичный, для каждого из них мы вычисляем модуль разности между наблюдательной и модельной точкой в выбранный момент времени. После чего усредняем эту величину по всем наблюдательным точкам.

$$|\text{PA}_{model}(t) - \text{PA}_{obs}(t)| = q(t) \quad \Delta = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N q(t_n) \quad (3)$$

В результате мы получаем положительное число Δ , которое соответствует модулю среднего отклонения на точку между моделью и реальными данными. Иначе говоря, чем меньше это число, тем лучше выбранная модель описывает существующую зависимость. После этого нами сравниваются два таких числа, Δ_q — для квадратичной и Δ_c — для константной подгонки. На основе этого делается вывод, что если:

$$\frac{\Delta_q}{\Delta_c} = \begin{cases} < 0.6 & \text{Джет переменный} \\ \geq 0.6 & \text{Джет постоянный} \end{cases} \quad (4)$$

Числовое значение, по которому ведётся отсечка установлено эмпирически, как пограничное значение, разделяющее два предельных случая: $\Delta_q/\Delta_c = 1$ — постоянного джета и существенного переменного — $\Delta_q/\Delta_c \ll 1$, характерные значения этого параметра для некоторых объектов представлены на Рисунке 4. Использование квадратичной подгонки мотивировано тем, что, в отличие от линейной, она допускает наличие экстремума у графика зависимости угла от времени, в то время как линейная — нет.

На основе обработки карт на многих эпохах мы можем представить распределение переменных активных ядер по частотам, на которых производились наблюдения. Все эти данные сведены в Таблицу 1.

Таблица 1: Число активных ядер с переменным направлением джета в зависимости от частоты наблюдений, общая выборка содержит 1216 источников. (1) — Частота на которой производились наблюдения в ГГц. (2) — Общее число источников с более чем 5 наблюдениями на всех эпохах. (3) — Количество переменных источников от общего числа на данной частоте

ν , ГГц (1)	N_5 , шт (2)	N_{var} , шт (3)
1.4	1	0
2.3	602	118
5	90	16
8.6	757	171
15	410	115
24	21	10
43	36	7
86	0	0

Резкие просадки в количестве квазаров на граничных частотах связаны с малым количеством наблюдений. Так, основное количество наблюдений проводилось на 4 частотах: 2.3, 5, 8.6, и 15 ГГц.

Согласно этому методу, общее количество активных ядер, проявляющих переменность относительно позиционного угла, не превышает 30% от числа всех источников, участвующих в рассмотрении.

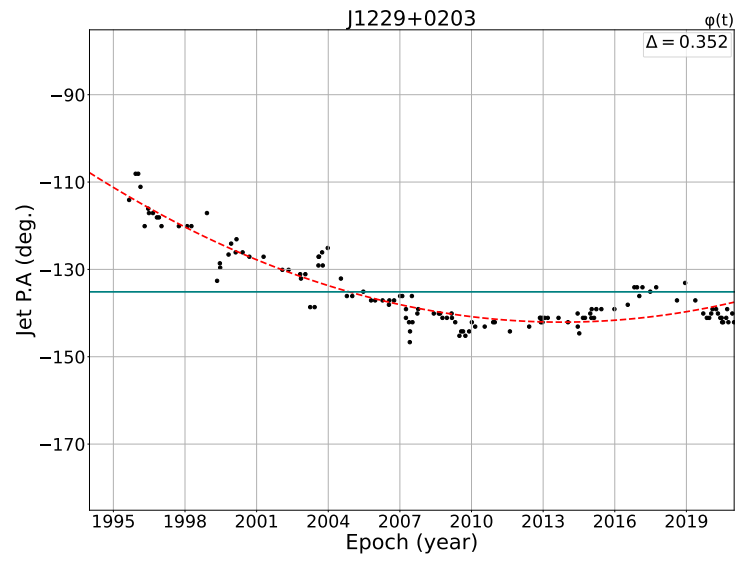
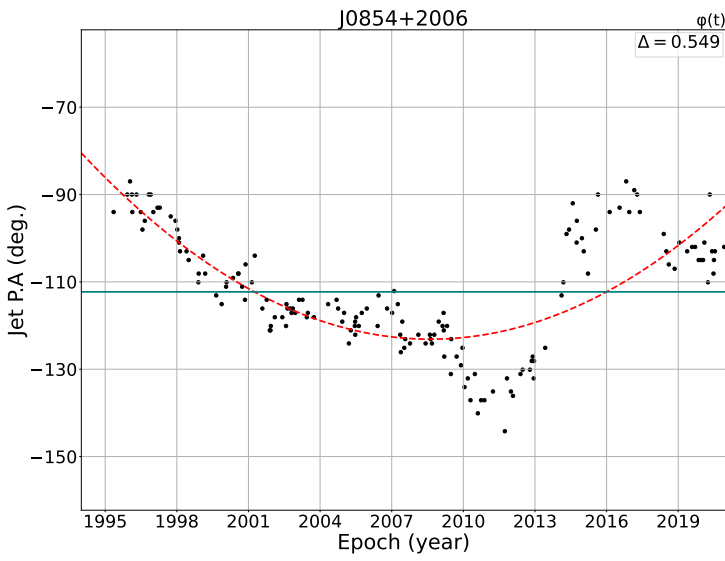
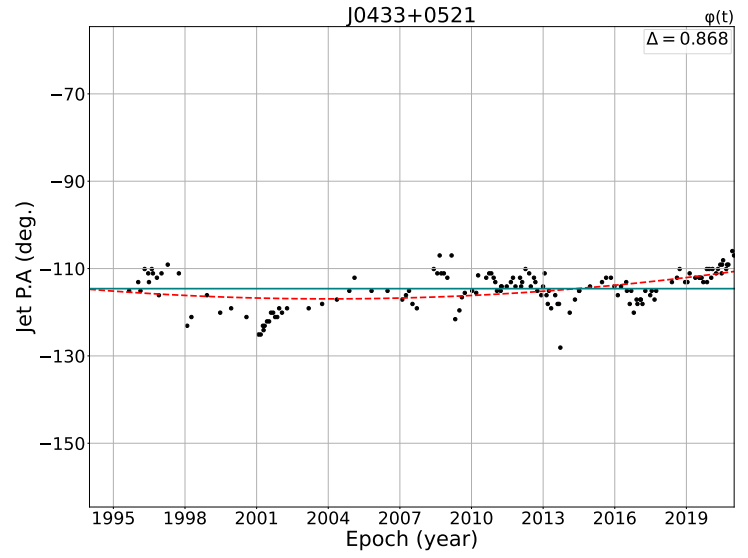
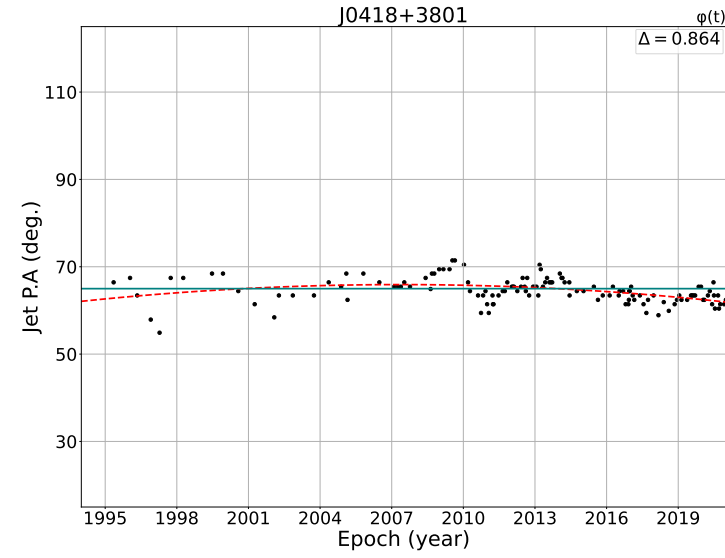


Рис. 4: График зависимости позиционного угла РА квазаров: J0418+0521, J0433+0521, J0854+2006, J1229+0203 от времени t на частоте 15 ГГц, черными точками указаны реальные данные, горизонтальная прямая — результат константной подгонки $PA(t) = const$, красная пунктирная линия — результат квадратичной подгонки $PA(t) = \alpha t^2 + \beta t + c$, параметр Δ — отношение Δ_q/Δ_c приведённое в 4

Поэтому, на данный момент, мы можем оценить общее количество таких объектов, как примерно 30% от общей выборки. Эта оценка находится в соответствии с результатами полученными в [5], согласно которым: из рассматриваемых в той работе 259 источников, около 60 демонстрируют значительные изменения в позиционном угле джета на масштабе наблюдений в более чем 12 лет.

4.2. Критерий линейной зависимости

Из первичного массового рассмотрения поведения джетов активных ядер, на основе предложенного в разделе 4.1 критерия, оказалось, что большинство источников, проявляющих переменность в позиционном угле, допускают описание в рамках линейной подгонки. В связи с этим, мы провели фитирование всех полученных зависимостей позиционных углов джетов линейным законом вида: $PA(t) = at + PA_0$.

Степень достоверности такого описания будет зависеть от относительной погрешности в определении коэффициента наклона. Эта величина вычисляется как: $\delta a = \sigma_a/a$. Здесь коэффициент наклона и его погрешность определяются из метода наименьших квадратов. В таком случае, нами предлагается следующий критерий линейной зависимости:

$$\delta a = \frac{\sigma_a}{a} = \begin{cases} \leq 0.5 & \mapsto \text{Зависимость } PA(t) \text{ — линейная} \\ > 0.5 & \mapsto \text{Зависимость } PA(t) \text{ — не является линейной} \end{cases} \quad (5)$$

Суть критерия заключается в разделении двух предельных случаев: ярко выраженного линейного тренда при $\delta a \ll 1$, или, что то же самое, $\sigma_a \ll a$. И ситуации, когда $\sigma_a \approx a$, в этом случае, если погрешность превышает саму величину по абсолютному значению, мы не можем достоверно определить даже знак величины a .

Тогда из результатов фитирования среди рассматриваемых на частоте 15 ГГц 410 активных ядер мы можем выделить 153 источника с явным линейным трендом джета. Медианное значение скорости поворота джета: $a = dPA(t)/dt$ по всей выборке составляет $a = 0.4 \left[\frac{\text{град}}{\text{год}} \right]$, а медианной погрешности соответствует: $\sigma_a = 0.26 \left[\frac{\text{град}}{\text{год}} \right]$. Квазары, демонстрирующие линейную зависимость позиционного угла джета от времени представлены на Рисунке 5.

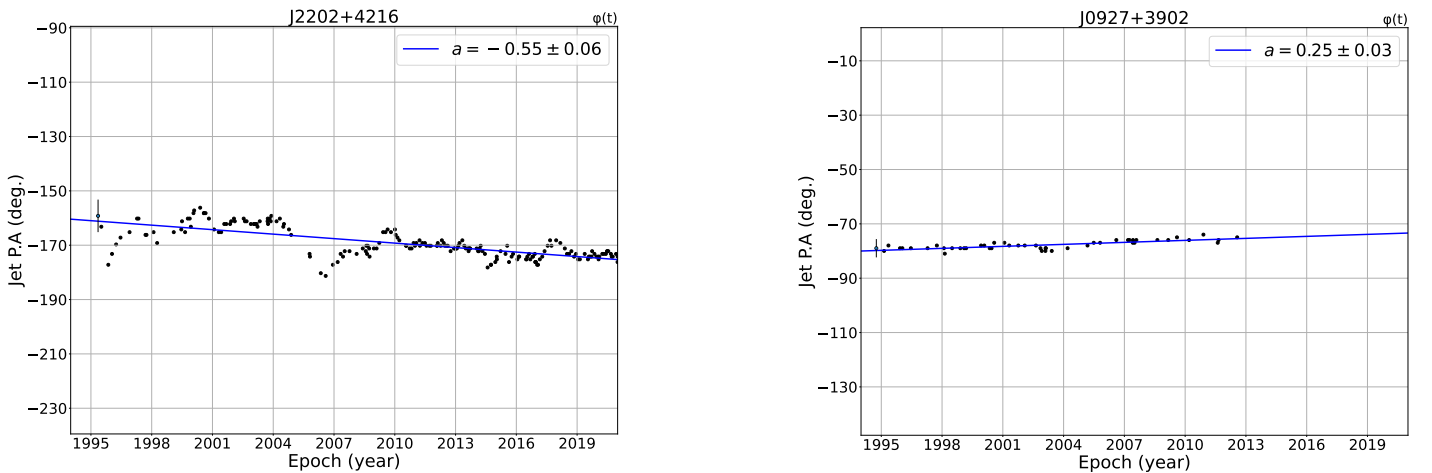


Рис. 5: Графики зависимости видимого позиционного угла джета от времени для активных ядер J2202+4216 и J0927+3902, характерная точность определения угла указана погрешностью первой точки.

В Таблице 2 сведены основные результаты, связанные с линейной подгонкой для исследуемых нами активных ядер на частоте 15 ГГц.

Таблица 2: Скорости поворота джета на частоте 15 ГГц, полученные в линейной модели для объектов, имеющих более 40 наблюдений, рассматриваемых в разделе 4.2

Название объекта	Скорость поворота с учётом погрешности, $a \pm \sigma_a$ $\left[\frac{\text{град}}{\text{год}}\right]$	Кол-во эпох
J0237+2848	-0.87 ± 0.07	46
J0241-0815	-0.54 ± 0.06	44
J0303+4716	-0.86 ± 0.23	42
J0336+3218	-0.06 ± 0.03	53
J0418+3801	-0.11 ± 0.04	129
J0423-0120	0.19 ± 0.15	59
J0433+0521	0.2 ± 0.04	145
J0530+1331	0.11 ± 0.12	51
J0555+3948	0.02 ± 0.11	44
J0721+7120	0.01 ± 0.12	77
J0741+3112	-0.08 ± 0.04	57
J0757+0956	-0.27 ± 0.06	43
J0854+2006	-3.33 ± 0.57	160
J0921+6215	-1.04 ± 0.16	46
J0927+3902	0.25 ± 0.03	49
J0948+4039	-0.06 ± 0.07	50
J0958+6533	-0.32 ± 0.21	41
J1104+3812	0.46 ± 0.09	50
J1224+2122	0.90 ± 0.14	67
J1229+0203	-0.89 ± 0.07	126
J1256-0547	-1.08 ± 0.05	154
J1310+3220	0.46 ± 0.15	96
J1512-0905	-0.15 ± 0.07	82
J1635+3808	0.9 ± 0.07	70
J1638+5720	0.19 ± 0.07	43
J1642+3948	-0.29 ± 0.05	104
J1733-1304	-0.52 ± 0.19	51
J1800+7828	0.24 ± 0.03	69
J1806+6949	-0.07 ± 0.03	46
J1824+5651	-0.23 ± 0.06	56
J1829+4844	-0.68 ± 0.07	50
J1927+7358	-0.16 ± 0.06	75
J2005+7752	0.21 ± 0.10	45
J2158-1501	0.12 ± 0.06	45
J2202+4216	-0.55 ± 0.04	200
J2203+3145	-0.72 ± 0.07	60
J2232+1143	-0.25 ± 0.09	45
J2253+1608	0.69 ± 0.17	94

Также, на основе этих данных можно получить общее распределение объектов по параметру скорости поворота джета, представленное на Рисунке 6.

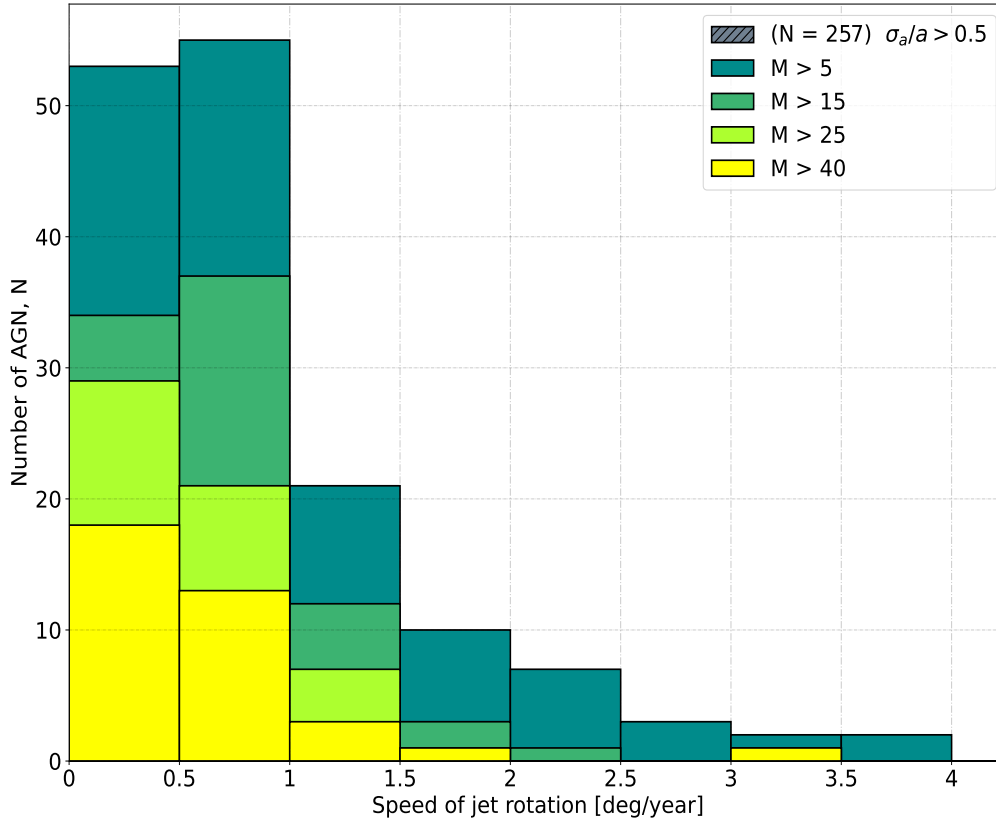


Рис. 6: Гистограмма количества активных ядер N с определённой скоростью поворота джета в зависимости от количества эпох наблюдений M . Серым пунктиром указаны объекты, для которых погрешность в определении скорости поворота превосходит 50%

С учётом того, что критерий, приведённый в разделе 4.1 даёт немного заниженную оценку в нашей работе, мы будем пользоваться только критерием, указанным в разделе 4.2.

5. Модель спирального джета

Особое место в нашем исследовании занимает модель спирального джета, подробно описанная в [2] и [3]. Предположение этой модели заключается в том, что джет рассматривается как непрерывный поток, имеющий спиралевидную форму, причём, причины, по которым это так, могут быть самыми разными, например: из-за прецессии центральной черной дыры через взаимодействие с аккреционным диском, из-за наличия в системе второй черной дыры, в результате развития магнитогидродинамической неустойчивости и т.д. Большим плюсом этой модели является то, что полученные с помощью нее результаты не зависят от причин, вызвавших такую спиральную структуру. Это позволяет нам работать только с геометрией джетов независимо от причин, которые привели к такому поведению струи.

Теперь коротко опишем саму модель: предположим, что компонент джета находится на поверхности конуса и движется по спирали, начинающейся в вершине. Согласно [3], эта вершина не обязана совпадать с центральной черной дырой. Для описания геометрической картины вводятся оси $Oxyz$, где ось Oz направлена вдоль луча зрения, а ось Ox вдоль плоскости неба, как на Рисунке 7

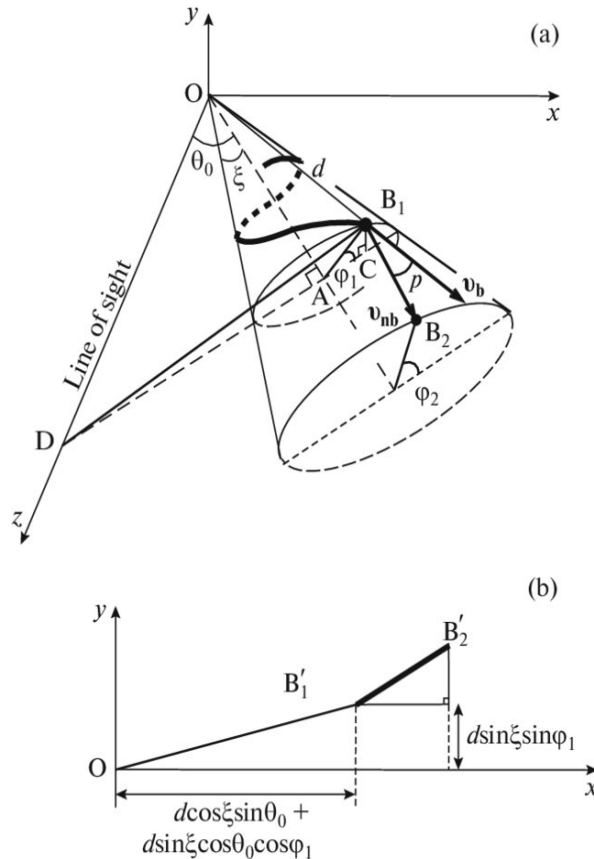


Рис. 7: (а) Схематическое изображение геометрии спирального джета, представленное в [2]. Спиральная струя показана жирной кривой. θ_0 — угол к лучу зрения, ξ — угол полуоткрытия джета. B_1 и B_2 — две компоненты джета. (б) Проекция двух компонент джета B'_1 и B'_2 на небесную плоскость. Позиционным углом джета является угол между отрезком OB'_1 и осью Ox

В такой модели позиционный угол видимого джета однозначно определяется как тангенс угла между отрезком OB'_1 и осью Ox . Это выражение было получено в [2]:

$$\operatorname{tg} \text{PA} = \frac{\sin \xi \sin \varphi}{\cos \xi \sin \theta_0 + \sin \xi \cos \theta_0 \cos \varphi} \quad (6)$$

Где φ — внутренний угол, описывающий положение компоненты джета на спирали. В приближении малых углов раскрыва и углов к лучу зрения: $\xi, \theta_0 \ll 1$, формула упрощается:

$$\operatorname{tg} \text{PA} \approx \frac{\sin \varphi}{\theta_0/\xi + \cos \varphi} \quad (7)$$

Выражая из этого соотношения позиционный угол, получим следующее уравнение:

$$\text{PA}(\varphi(t)) = \pm \arctan \frac{\sin \varphi(t)}{\theta_0/\xi + \cos \varphi(t)} + \text{PA}_0 \quad (8)$$

Под PA_0 здесь понимается среднее значение позиционного угла джета, вокруг которого и происходят колебания, знак первого слагаемого зависит от того, в какую сторону закручена спираль. Так, характерным квазаром, демонстрирующим такой вид зависимости видимого позиционного угла от времени, может стать OJ287, представленный на Рисунке 10. В данном случае, перед выражением (8), будет стоять знак минус, а значение $\text{PA}_0 \approx -110^\circ$

5.1. Уравнения линеаризованной модели

Для явного получения зависимости позиционного угла PA от времени, мы установили зависимость внутреннего угла $\varphi(t)$ от времени в баллистическом приближении. Для получения этой зависимости обратимся к Рисунку 7. При наблюдении объекта на определённой частоте, для рассмотрения нам доступна область на заданном удалении от центральной чёрной дыры из-за, так называемого, эффекта сдвига ядра [7]. Пусть, на данной картинке это соответствует компоненте B_1 и окружности, на которой она может лежать. Баллистическое приближение означает, что каждая из компонент движется с постоянной скоростью вдоль направления своей начальной скорости.

Рассмотрим движение отдельной компоненты в джете, для этого введём систему координат $Ox'y'z'$. Ось Oz' направлена вдоль высоты конуса, тогда плоскость $Ox'y'$ будет перпендикулярна высоте. Угол полураскрыва конуса равен $\xi \ll 1$, и пусть отдельная компонента джета движется с постоянной скоростью βc вдоль образующей конуса, соответствующей направлению начальной скорости. Тогда за время Δt , она пройдёт расстояние $h = \beta c \cdot \Delta t$, а проекция этого перемещения на ось Oz' равна $H = h \cos \xi \approx h$. Сама спираль задается следующими уравнениями:

$$\begin{cases} r = k\varphi \\ r = z' \operatorname{tg} \xi \end{cases} \quad (9)$$

Где r — радиус конуса на расстоянии z' от начала координат, а k — параметр закрутки спирали. Учитывая это, продвижение спирали на $\Delta z' = H$, соответствует повороту внутри спирали на угол $\Delta\varphi$: $\Delta z' = k\Delta\varphi \operatorname{ctg} \xi$. Тогда мы получаем следующее уравнение и зависимость угла от времени, которая описывается таким законом:

$$\beta c \Delta t = k \Delta\varphi \operatorname{ctg} \xi \quad \mapsto \quad \Delta\varphi(t) = \frac{\beta c \Delta t}{k} \operatorname{tg} \xi \quad (10)$$

Подставляя (10) в (8), и выписывая производную зависимости (8) по времени, получаем:

$$\frac{dPA(t)}{dt} = \frac{\dot{\varphi}(t) \left[1 + \frac{\theta_0}{\xi} \cos \varphi(t) \right]}{1 + 2 \frac{\theta_0}{\xi} \cos \varphi(t) + \left(\frac{\theta_0}{\xi} \right)^2} \quad (11)$$

Как было сказано ранее, в разделе **4.2**, графики зависимости позиционного угла большинства квазаров, демонстрирующих значительные вариации в нём, могут быть описаны линейным законом, с медианным значением скорости поворота $a = 0.4 \left[\frac{\text{град}}{\text{год}} \right]$. На масштабе наблюдений в 25 лет это соответствует повороту на 10 градусов.

Упрощение линеаризованной модели заключается в следующем: предположим, что внутренний угол на конусе $\varphi(t)$ имеет периодическую зависимость от времени:

$$\varphi(t) = \frac{2\pi t}{T} + \varphi_0 \quad (12)$$

Рассмотрим два верхних графика позиционного угла от времени, которые представлены на Рисунке 8 сплошной красной кривой. Видно, что существенную часть времени позиционный угол меняется линейным образом. Особенно наглядно это видно при больших временных периодах переменности, как на верхнем правом графике. Как было сказано выше, наше предположение заключается в том, что линейный тренд, который мы обнаружили на графиках зависимости позиционного угла джета от времени, является частью более сложной зависимости, описываемой формулой (8). В связи с этим, значение производной на этом линейном участке будет константой. И, поскольку, в гистограмме распределения значений производной позиционного угла джета от времени, представленной снизу на Рисунке 8, на это постоянное значение приходится наибольшее число точек. В дальнейшем мы будем считать, что производная позиционного угла по времени описывается именно этим выражением:

$$a = \frac{dPA(t)}{dt} = \frac{\dot{\varphi}(t)}{1 + \theta_0/\xi} = \frac{2\pi}{T(1 + \theta_0/\xi)} \quad (13)$$

Или же подставляя соотношение, полученное в (10)

$$a = \frac{dPA(t)}{dt} = \frac{\beta c \operatorname{tg} \xi}{k(1 + \theta_0/\xi)} \approx \frac{\beta c \xi}{k(1 + \theta_0/\xi)} \quad (14)$$

Из верхнего выражения (13) сразу же можно получить период переменности, определяемый как:

$$T = \frac{2\pi}{a(1 + \theta_0/\xi)} \quad (15)$$

В рамках модели спирального джета в баллистическом приближении с временным периодом переменности, напрямую связан и пространственный период H , являющийся протяжённостью одного витка. Данная связь задается этим выражением:

$$H = T \cdot \beta c = \frac{2\pi \beta c}{a(1 + \theta_0/\xi)} \quad (16)$$

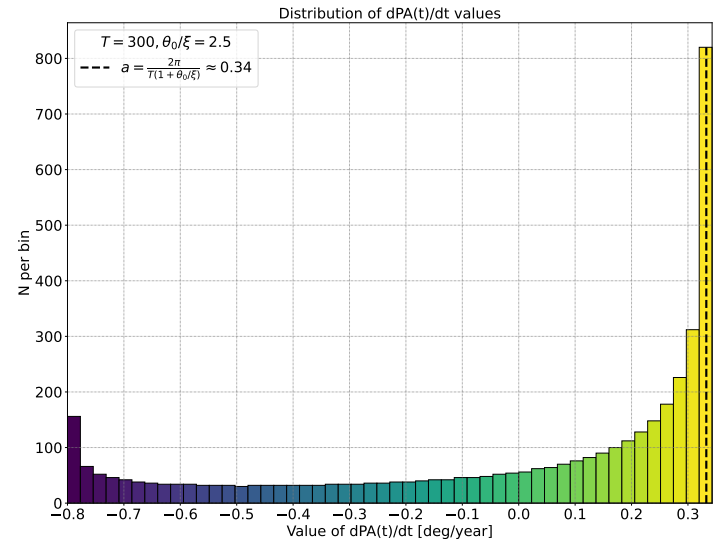
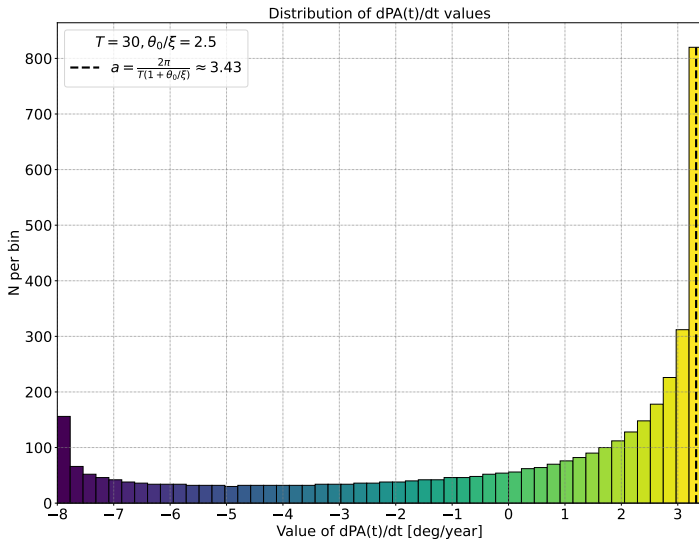
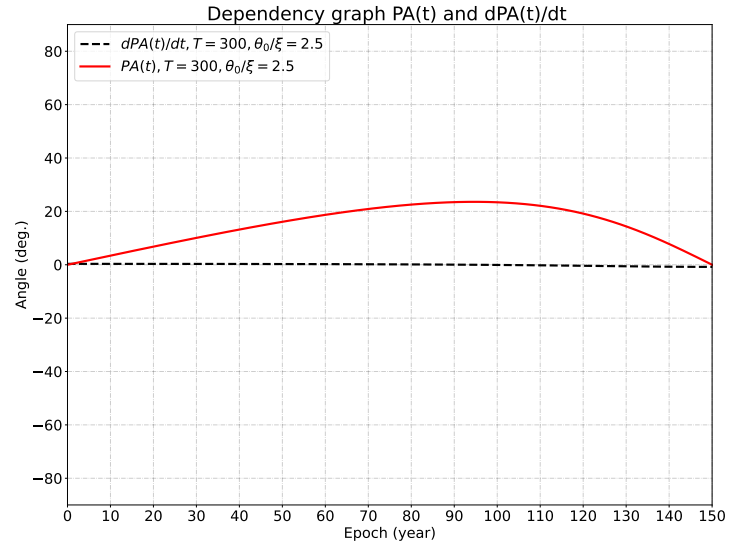
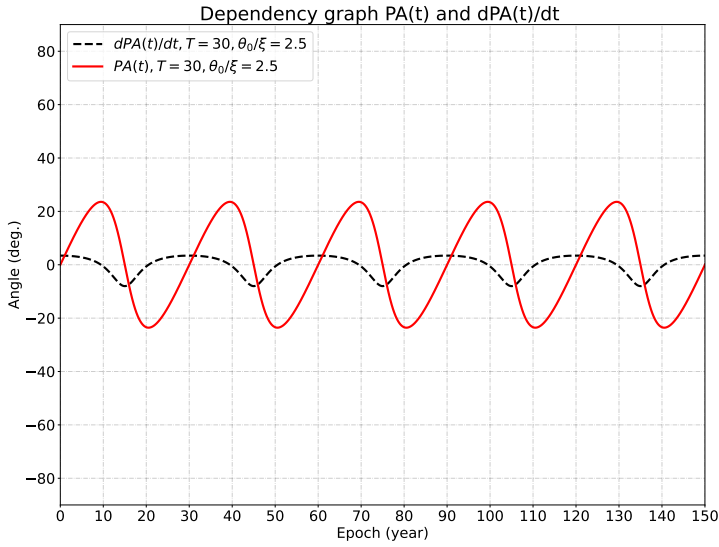


Рис. 8: График зависимости позиционного угла и его производной по времени в модели спирального джета, а также гистограмма распределения значений производной при двух значениях периода: слева — $T = 30$ лет, $\theta_0/\xi = 2.5$, справа — $T = 300$ лет, $\theta_0/\xi = 2.5$. Графики центрированы так, что $PA_0 = 0$. На верхних рисунках — красная кривая соответствует зависимости $PA(t)$, пунктирная кривая соответствует зависимости $dPA(t)/dt$. На нижних рисунках пунктирной вертикальной линией указано используемое нами значение производной: $a = \frac{2\pi}{T(1+\theta_0/\xi)}$

6. Физическая интерпретация

6.1. Оценка периодов переменности

Исходя из полученных в разделах 4.2 и 5 результатов, нам открывается возможность оценить временные периоды переменности T в направлении позиционного угла джета для произвольных квазаров. Все периоды, указанные в этом разделе, определяются в системе отсчёта наблюдателя. В силу отсутствия данных о геометрических параметрах всех активных ядер из нашей выборки, для определения их периода мы будем пользоваться медианными значениями, определёнными в [4] и [8]. Согласно этим данным, отношение $\theta_0/\xi \approx 2.5$, а 50% квазаров имеют значения в пределах от 1.8 до 3.7. В таком приближении мы можем предоставить предполагаемое распределение объектов по временному периоду, указанное на Рисунке 9.

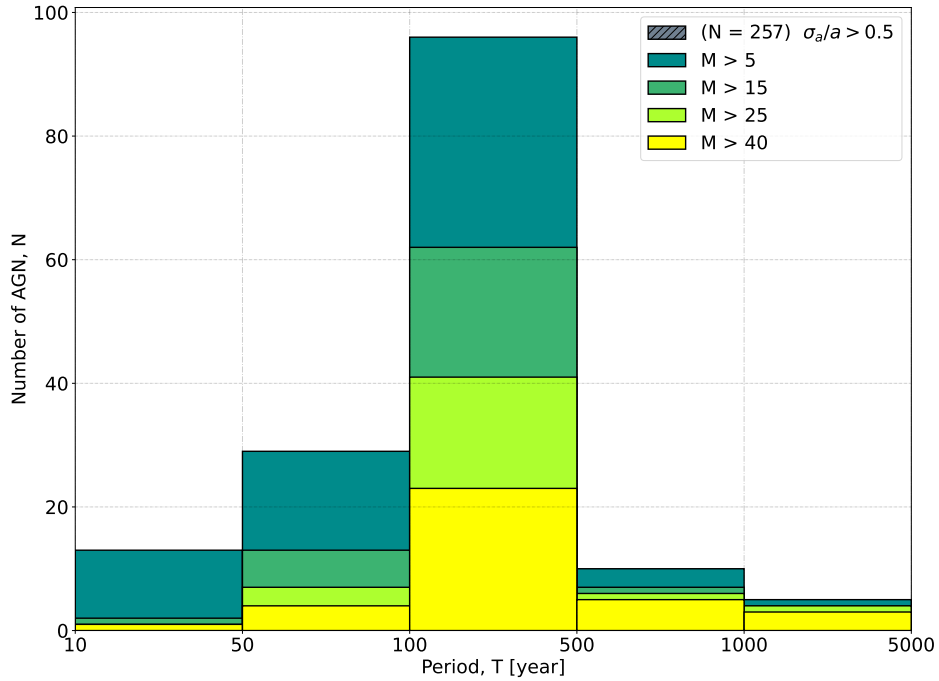


Рис. 9: Гистограмма распределения переменных в направлении джета активных ядер N , по временным периодам переменности T , в зависимости от количества эпох наблюдений M .

Для исследуемой нами выборки, состоящей из 153 активных ядер с явно выраженным линейным трендом, медианное значение периода составляет

$$T_{median} \approx 155 \text{ лет} \quad (17)$$

Причём, 50% среди всех исследуемых в этой выборке активных ядер имеют период в диапазоне от 94 до 260 лет. Это ещё одно подтверждение нашей первоначальной догадки о том, что существенная часть джетов демонстрирует стационарное или слабопеременное поведение в смысле зависимости позиционного угла от времени, так как характерное время, соответствующее одному периоду изменения $PA(t)$ оказалось заметно больше, чем время в течении которого проводятся наблюдения за подобными объектами.

В случае, если геометрические параметры, такие как: углы к лучу зрения θ и углы полуоткрытия ξ , являются хорошо определёнными величинами, мы можем вычислить период их переменности в рамках этой модели не оценочно, а уже более точно. Так, например, согласно [8], для OJ287 значения углов следующие: $\theta_0 = 2.3 \pm 1^\circ$ и $\xi = 1.3 \pm 0.6^\circ$, в то время как в [3] приводятся значения: $\theta_0 = 1.5^\circ$ и $\xi = 1^\circ$ и дается оценка на период, исходя из фитирования графика зависимости $PA(t)$, равная $T \approx 28.7 \pm 1.1$ лет. Данная зависимость имеет вид как на Рисунке 10. На линейном участке с 1995 по 2010 год, определённая нами скорость поворота джета по модулю равна $a = 3.3 \pm 0.5$ градуса в год. Что, с учётом данных из [8], даёт оценку на период в $T = 39.4 \pm 17.0$ лет. Исходя из этого, мы можем утверждать, что наш результат, полученный в рамках упрощённой модели с помощью автоматизированного анализа графика зависимости позиционного угла джета от времени, в пределах погрешности совпадает с результатом, полученным в [3].

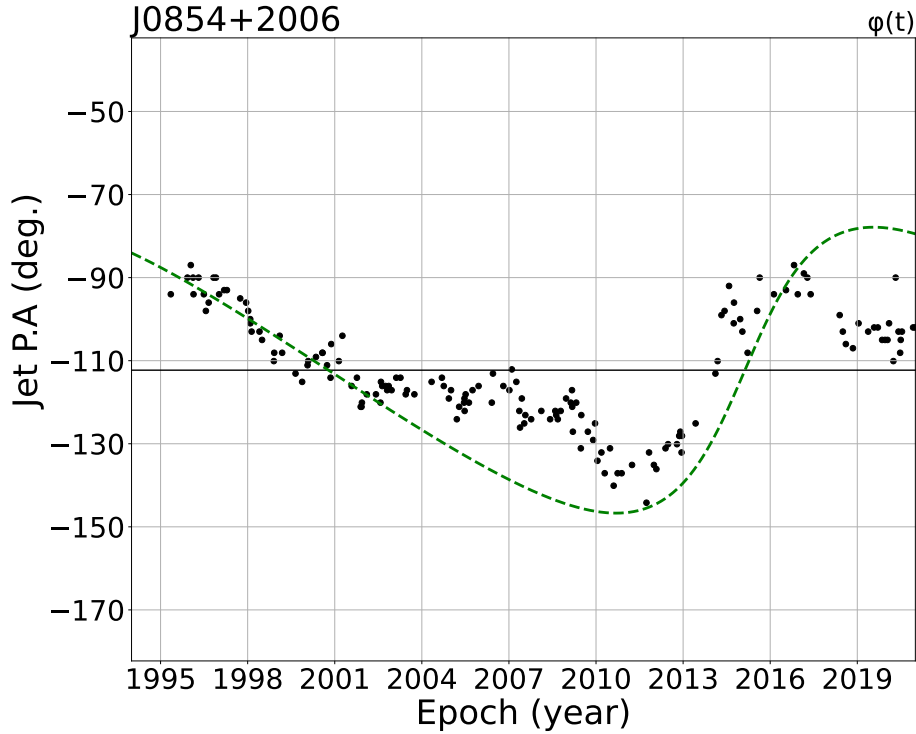


Рис. 10: График зависимости позиционного угла от времени для OJ287 на частоте наблюдений в 15 ГГц, зеленая пунктирная кривая — приближение исходных точек кривой вида (8), где $\varphi(t)$ описывается зависимостью (12) с параметрами: $T = 28.7$ лет, $\theta_0 = 1.5^\circ$, $\xi = 1^\circ$

Из медианного значения для периода, приведённого ранее, мгновенно следует и медианное значение для пространственного периода, так как связь между ними чётко определяется первым равенством формулы (16). При таком рассмотрении, отличие скорости β от единицы несущественно, откуда мы и получаем медианное значение пространственного периода переменности:

$$H_{median} = T_{median} \cdot \beta c \approx 50 \text{ пк} \quad (18)$$

С пространственным периодом H можно связать еще одну величину: H_{app} — видимую протяжённость витка на карте. Связь между ними задаётся тем же законом, что и связь видимой скорости с физической, как это было описано в [9]:

$$H_{app} = \frac{H \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (19)$$

Пользуясь выражением (19) мы можем оценить видимые пространственные периоды для отдельных активных ядер. Согласно [4], медианное значение угла к лучу зрения для исследуемой выборки составляет $\theta = 4^\circ$, а характерное значение скорости компонент джета, согласно [6], составляет $\beta = 0.9949_{-0.0089}^{+0.0024}$. Исходя из этих величин, оценка на характерное значение видимого пространственного периода для квазаров будет следующей:

$$H_{app} \approx 440 \pm 240 \text{ пк} \quad (20)$$

6.2. Двойные чёрные дыры

В предположении того, что изменение в направлении джета вызвано наличием в активном ядре галактики второй черной дыры, можно постараться оценить характерные отношения масс двух этих объектов и расстояние между ними. Пусть, масса основной черной дыры — M , масса вторичной черной дыры — m , а расстояние между ними равно R . Причинами изменения направления джета могут стать, как орбитальное движение второй черной дыры вокруг центральной, так и вызванная ею прецессия оси центрального источника, рассматриваемые в [12] и [1]. Для самой простой оценки периода орбитального движения подойдут выражения из классической механики, а именно:

$$T_{orbit} = \sqrt{\frac{4\pi^2 R^3}{GM(1 + m/M)}} \approx \sqrt{\frac{4\pi^2 R^3}{GM}} \quad (21)$$

Предполагая, что предсказываемые нами периоды переменности видимого позиционного угла джета вызваны орбитальным движением, мы можем оценить характерное расстояние между черными дырами в двойной системе. Тогда, полагая что $T_{orbit} \approx 155$ лет, а $M \sim 10^9 M_\odot$, получаем:

$$R \approx \left(\frac{GM \cdot T_{orbit}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ м} \approx 0.15 \text{ пк} \quad (22)$$

Расстояние в доли парсек существенно, и могло бы быть обнаружено напрямую при наблюдениях на частотах, таких как 43 или 86 ГГц. Так как, характерный пространственный масштаб, на котором будут заметны мелкие детали, для таких частот составляет десятые доли парсек. Однако, неоднородностей на таких масштабах обнаружено не было, из чего можно сделать вывод, что данный сценарий возникновения переменности в видимом позиционном угле маловероятен.

Теперь рассмотрим сценарий прецессионного развития переменности, тогда согласно [1], период прецессии описывается следующим выражением:

$$T_{prec} \approx 600 \left(\frac{R}{10^{16} \cdot \text{см}} \right)^{5/2} \frac{M}{m} \left(\frac{M}{10^8 \cdot M_\odot} \right)^{-3/2} \text{ лет} \quad (23)$$

Снова предполагая, что $M \sim 10^9 M_\odot$, характерная зависимость периода прецессии от отношения масс изображена на Рисунке 11

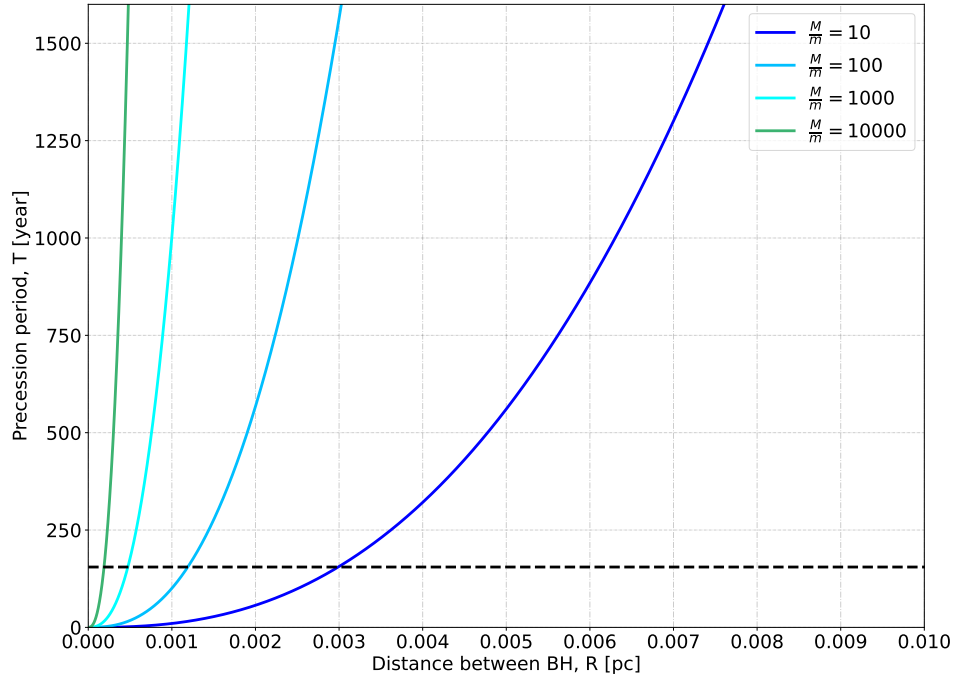


Рис. 11: График зависимости периода прецессии T_{prec} от отношения масс центральной и вторичной черных дыр $\frac{M}{m}$ согласно формуле (23), масса центральной черной дыры предполагается равной $M = 10^9 M_{\odot}$. Горизонтальной пунктирной линии соответствует характерный период переменности в позиционном угле $T = 155$ лет.

В этом предположении характерное расстояние между черными дырами составляет уже тысячные доли парсек, что не противоречит наблюдательным данным и согласуется с утверждениями из [12]

7. Заключение

Подводя итог результатам этой работы, на данном этапе нами был создан алгоритм определения видимого направления джета на карте, с помощью которого были получены явные зависимости позиционного угла джета от времени для 1216 активных ядер в частотном диапазоне от 1.4 до 86 ГГц.

В явном виде нами были представлены два критерия, с помощью которых можно сделать вывод о наличии или отсутствии переменности в поведении позиционного угла джета у отдельного квазара. На основе этих критериев нами было проведено исследование имеющейся у нас выборки, и по его результатам мы можем предоставить оценку на общее количество переменных активных ядер, как 30 % от числа источников из общей выборки.

В рамках модели спирального джета было получено приближённое выражение, связывающее скорость поворота джета на карте и временной период переменности через такие геометрические параметры источника как: угол к лучу зрения, и угол полуоткрытия конуса. Пользуясь характерными значениями для этих величин, указанными в [8] и [4], нами было получено медианное, по всем объектам из исследуемой выборки, значение периода переменности, равное $T \approx 155$ лет. А также, проведено сравнение периодов переменности для OJ287 в рамках полученной нами зависимости и результатов, представленных в [3].

В предположении, что видимые вариации в позиционном угле джета вызваны наличием в системе второй черной дыры, были оценены характерные временные периоды и расстояния между черными дырами согласно [1]. Исходя из наших расчётов, мы предполагаем более вероятным прецессионный механизм изменения направления джета, а механизм связанный с орбитальным движением — менее вероятным.

Как утверждалось ранее, переменных, в смысле направления джета, источников меньшинство в процентном соотношении, однако, даже среди них существует большое разнообразие в конфигурациях зависимости от времени. Дальнейшим шагом является интерпретация поведения наиболее интересных объектов, а также рассмотрение влияния аккреционного диска на поведение джета.

8. Благодарности

Выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Александру Викторовичу Плавину за переданные мне знания и ценный опыт ведения самостоятельного исследования, а также за чуткое руководство на протяжении всего времени выполнения работы.

Я признателен всем преподавателям МФТИ и кафедры проблем физики и астрофизики ФИАН за полученные мной знания и сформированный интерес к астрофизике.

Хочу поблагодарить сотрудников лаборатории фундаментальных и прикладных исследований релятивистских объектов Вселенной, а также группу внегалактической радиоастрономии АКЦ ФИАН за ценные обсуждения научных проблем, затронутых в этой работе.

Отдельное спасибо моим родителям и друзьям, поддерживавшим меня и мои устремления в течение всего обучения.

Список литературы

- [1] M. C. Begelman, R. D. Blandford, and M. J. Rees. Massive black hole binaries in active galactic nuclei. *Nature*, 287(5780):307–309, Sept. 1980.
- [2] M. Butuzova. Geometrical and kinematic parameters of the jet of the blazar s5 0716+71 in a helical-jet model. *Astronomy Reports*, 62:116–122, Feb 2018.
- [3] M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev. Is OJ 287 a single supermassive black hole? *Universe*, 6(11):191, Oct 2020.
- [4] D. C. Homan, M. H. Cohen, T. Hovatta, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. V. Popkov, A. B. Pushkarev, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. XIX. brightness temperatures and intrinsic properties of blazar jets. *The Astrophysical Journal*, 923(1):67, Dec 2021.
- [5] M. L. Lister, M. F. Aller, H. D. Aller, D. C. Homan, K. I. Kellermann, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, J. L. Richards, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. X. parsec-scale jet orientation variations and superluminal motion in active galactic nuclei. *The Astronomical Journal*, 146(5):120, Oct 2013.
- [6] M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, S. Kiehlmann, Y. Y. Kovalev, W. Max-Moerbeck, A. B. Pushkarev, A. C. S. Readhead, E. Ros, and T. Savolainen. MOJAVE. XVII. jet kinematics and parent population properties of relativistically beamed radio-loud blazars. *The Astrophysical Journal*, 874(1):43, Mar 2019.
- [7] A. P. Lobanov. Ultracompact jets in active galactic nuclei. *Astronomy and Astrophysics*, 330:79–89, Feb. 1998.
- [8] A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, and T. Savolainen. MOJAVE – XIV. shapes and opening angles of AGN jets. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 468(4):4992–5003, Apr 2017.
- [9] E. Recami, A. Castellino, G. D. Maccarrone, and M. Rodonò. Considerations about the apparent “superluminal expansions” observed in astrophysics. *Nuovo Cimento B Serie*, 93B(2):119–144, Jan. 1986.
- [10] M. Roca-Sogorb, M. Perucho, J. L. Gómez, J. M. Martí, L. Antón, M. A. Aloy, and I. Agudo. The Influence of Helical Magnetic Fields in the Dynamics and Emission of Relativistic Jets. 402:353, Aug. 2009.
- [11] C. L. Sarazin, M. C. Begelman, and S. P. Hatchett. Disk-driven precession in SS 433. *The Astrophysical Journal Letters*, 238:L129–L132, June 1980.
- [12] M. J. Valtonen and K. Wiik. Optical polarization angle and VLBI jet direction in the binary black hole model of OJ287. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421(3):1861–1867, Mar 2012.